04

Оптимизация процессов ионного травления в микро- и наноэлектронике путем воздействия на энергетический спектр ионов

© Р.Р. Халилуллин, В.О. Кузьменко, А.В. Мяконьких

НИЦ „Курчатовский институт“ — Отделение физико-технологических исследований им. К.А. Валиева,
117218 Москва, Россия
e-mail: khalilullin@ftian.ru

Поступило в Редакцию 28 апреля 2025 г.
В окончательной редакции 18 июля 2025 г.
Принято к публикации 30 июля 2025 г.

Исследованы возможности оптимизации процессов атомно-слоевого травления через управление энергетическим спектром ионов в индуктивно связанной плазме аргона и его смесей с ксеноном. Разработана гибридная модель в программе COMSOL на основе данных зондовой диагностики. Увеличение амплитуды напряжения смещения линейно повышает среднюю энергию ионов, а рост частоты сужает энергетический спектр ионов. Добавка Xe снижает скорость распыления кремния, что может быть использовано для увеличения синергии в процессе атомно-слоевого травления. Максимальная скорость достигается в чистой аргоновой плазме, однако широкое распределение по энергиям повышает риск повреждений. Результаты демонстрируют возможность получения функции распределения ионов по энергиям для минимизации паразитного распыления в процессах атомно-слоевого травления.

Ключевые слова: атомно-слоевое травление, индуктивно связанная плазма, функция распределения ионов по энергиям, ВЧ смещение, плазма Ar, смесь Ar/Xe, распыление.

DOI: 10.61011/JTF.2026.01.62038.86-25

Введение

Динамичное развитие технологий микро- и наноэлектроники, сопровождающееся непрерывным уменьшением размеров элементов интегральных схем, предъявляет повышенные требования к точности и воспроизводимости процессов формирования наноструктур. Одними из ключевых технологий, обеспечивающих создание микро- и нанометровых элементов, являются атомно-слоевое травление (ALE) [1,2] и плазменная модификация поверхностей [3,4]. Метод ALE, основанный на циклическом чередовании поверхностной модификации (в виде осаждения пленок, химической реакции или адсорбции) и селективного удаления модифицированного слоя ионной бомбардировкой, обеспечивает прецизионное удаление материала с атомарной точностью. Идеализированный процесс ALE характеризуется двумя свойствами: насыщение скорости травления — достижение предельной скорости удаления материала, независимой от длительности этапов модификации и удаления материала, и эффект синергии — увеличение скорости травления за счет последовательных химических и физических стадий. Несмотря на многообещающие результаты, полученные в разработке процессов ALE для применения в полупроводниковой промышленности с использованием пучков частиц, внедрение ALE требует развития возможностей реализации таких процессов в масштабируемых промышленных источниках плазмы, рассчитанных на обработку пластин диаметров до 300 mm. Хотя плазменные подходы должны обеспечить высокую производительность, они обладают и недостатками — отсутствие сепарации ионов по массе и по энергии, нелокальность воздействия и т.д. Энергии падающих на обрабатываемую поверхность ионов определяют возможность протекания гетерогенных ионостимулированных процессов. Эти реакции как правило носят пороговый характер.

Для расширения применения ALE в микроэлектронике с использованием плазменных процессов требуется комплексный подход, объединяющий несколько направлений оптимизации [2]. Во-первых, важно увеличить скорость процесса, сохранив при этом самоограничивающийся механизм реакций, который лежит в основе ALE. Во-вторых, обеспечить низкие концентрации дефектов, привносимых в нижележащие структуры полупроводников и диэлектриков, для чего крайне важно исключить горячие хвосты распределения ионов по энергиям. В-третьих, критически значимым становится сужение энергетического спектра ионов, участвующих в травлении, поскольку при адекватном подборе химических свойств, модифицирующих поверхность пленок, это позволяет обеспечить эффективность шага активации и избежать режима распыления. Все эти задачи тесно связаны с необходимостью получения контролируемой функции распределения ионов по энергиям (IEDF). Энергетический профиль ионов определяет, насколько процесс соответствует „окну ALE“ — узкому диапазону энергий, в которой модифицированный поверхностный слой полностью удаляется, в то время как не модифи-

цированный материал остается нетронутым [2]. Даже незначительный выход за пределы узкого энергетического диапазона приводит к паразитному физическому распылению, вызывающему образование дефектов структуры и неконтролируемому травлению. Исходя из концепции данного „окна“, остро встает задача получения узкого энергетического спектра IEDF, которое позволяет повысить синергию между химическими и физическими стадиями процесса травления и одновременно увеличить скорость обработки пластин большого диаметра. Стоит отметить, что получение узкого распределения IEDF позволяет реализовать наноразмерные структуры с атомарной точностью и избежать паразитного физического распыления.

В ICP-реакторах управление энергетическим спектром ионов, достигающих поверхности пластины, осуществляется за счет приложения высокочастотного (ВЧ) напряжения смещения к подложке, формирующего электрическое поле. В реакторах ICP ВЧ смещение синусоидальной формы прикладывается к подложкодержателю через развязывающую емкость и создает периодически изменяющееся электрическое поле, формирующее слой пространственного заряда, через который движутся ускоряемые ионы. В среднем, при этом, стол, находящийся внутри камеры реактора на котором закреплен подложкодержатель, заряжен отрицательно, так как это балансирует токи горячих электронов и относительно холодных ионов. В фазе положительного полупериода ионы ускоряются в направлении подложки, формируя высокоэнергетическую компоненту спектра. В отрицательной фазе поле инвертируется, вызывая замедление ионов и формируя низкоэнергетическую компоненту. Поскольку процесс является циклическим, в установившемся режиме возникает два стабильных энергетических пика, что и приводит к характерному бимодальному виду IEDF [1].

Возможность управления IEDF в современных технологических процессах играет критическую роль в минимизации дефектов, возникающих в наноматериалах. В последнее время очень активно исследуется роль IEDF в механизмах запечатывания пор на поверхности в диэлектриках с ультранизкой диэлектрической проницаемостью [3,4]. Особенность данного процесса заключается в модификации поверхностного слоя (оксидного, нитридного или металлического) низкоэнергетическими ионами и при этом, внедренные ионы не оказывают влияния на изменение значения диэлектрической проницаемости. Стоит отметить, что в этих работах также обнаружено влияние массы ионов на скорость и глубину проникновения. Тяжелые низкоэнергетичные ионы очень быстро и равномерно модифицировали поверхностный слой, тогда как легкие ионы проникали глубже. Важным аспектом здесь является узкое IEDF, которое обеспечивает точный контроль над процессом. Такая особенность позволяет минимизировать случайные повреждения материала при ионной бомбардировке за счет ограниченного разброса энергий, что, в свою очередь, гарантирует высокую воспроизводимость результатов.

Моделирование IEDF служит инструментом для изучения физических механизмов, влияющих на формирование энергетических профилей. В настоящей работе особое внимание уделяется изучению динамики частиц как в слое пространственного заряда, так и на границе раздела с обрабатываемым материалом.

В настоящей работе исследование динамики частиц в слое пространственного заряда выполняется в рамках диффузионно-дрейфового приближения, описываемого уравнением плотности тока:

$$\bar{J} = q(\mu n\bar{E} - D\overline{\nabla n}), \tag{1}$$

где подвижность $\mu = q/m\nu_{m,i}$, коэффициент диффузии $D = kT_e/(m\nu_{m,i})$, $\nu_{m,i}$ — транспортная частота ионов, T_e — температура электронов, n — концентрация электронов, q — заряд электрона, m — масса частицы и k — константа Больцмана. Ключевым аспектом возможности применения данного приближения, как показано в ряде работ [5,6], становится учет столкновительных процессов. Для обеспечения применимости диффузионно-дрейфовой модели необходимо выполнение критерия преобладания столкновительных процессов над инерционными:

$$\nabla(nm\bar{V}\bar{V}) \ll nm\bar{V}\nu_{m,i}, \tag{2}$$

где $\bar{V}$ — средняя скорость.

Однако на практике для согласования теории с экспериментальными данными, особенно при высоких электрических полях, требуется учет зависимости подвижности от отношения E/p, где p — давление. Такая корректировка позволяет точнее описать реальные процессы в слое пространственного заряда при высоких значениях поля E/p.

Для реализации данного исследования в первую очередь была проведена зондовая диагностика плазмы, позволившая получить экспериментальные данные о ключевых параметрах, таких как концентрация (n_e) и температура электронов (T_e). Описание эксперимента содержится в разд. 1, а его результаты в разд. 3.1. Эти данные стали основой для калибровки разработанной гидродинамической модели, которая воспроизводит условия плазменного разряда низкого давления. Калибровка модели обеспечила соответствие ее выходных параметров реальным экспериментальным условиям, что исключило необходимость детального моделирования всего реактора. Описание модели представлено в разд. 2. На следующем этапе возникла потребность в учете столкновительных процессов в плазме, что вызвало необходимость корректировки коэффициентов подвижности ионов для сохранения адекватности диффузионно-дрейфового приближения в условиях низкого давления. Подробные результаты настройки модели для подвижности представлены в разд. 3.2. После настройки модели был выполнен параметрический анализ влияния технологических параметров, включая амплитуду (V_{rf})

и частоту (ν_{rf}) переменного напряжения смещения, давление в камере (p), мощность разряда ICP (W_{icp}) и состав газовой смеси, на формирование IEDF и скорость распыления кремния. Результаты анализа данных зависимостей представлены в разд. 3.3–3.5. Результаты моделирования продемонстрировали, что IEDF существенно зависит от массы ионов, параметров приложенного напряжения и состава плазмы, что проявляется в изменении средней энергии ионов и ширины распределения. Особое внимание было уделено влиянию добавки Xe в плазму Ar, что привело как к изменению энергетического спектра ионов, достигающих поверхности, так и скорости распыления. Полученные результаты измерения скорости распыления были сопоставлены с экспериментальными результатами, подтвердив характер полученных закономерностей. Подробные результаты приводятся в разд. 3.6.

1. Эксперимент

Диагностика индуктивно связанной плазмы проводилась в установке плазмохимического травления PlasmaLab 100 (OIPT, Великобритания). Данная установка представляет собой реактор ICP с цилиндрической камерой (диаметр 380 mm, высота 450 mm). Корпус камеры выполнен из алюминия. Плазма генерируется цилиндрическим медным спиральным индуктором, расположенным на приблизительной высоте 300–400 mm работающим на частоте 2 MHz, индуктор находится в атмосфере и отделен от объема камеры цилиндрическим диэлектрическим окном из вакуумной керамики на основе оксида алюминия. Обрабатываемая подложка (диаметром до 200 mm) размещена на нижнем электроде приблизительно на расстоянии 315 mm от верха реактора с системой охлаждения с помощью азота или антифриза. Используется вакуумная система с турбомолекулярным насосом с остаточным вакуумом 10^{-7} Torr. Напуск рабочих газов происходит при помощи регуляторов массового расхода газов без прекращения откачки, при этом давление контролируется клапаном-заслонкой на линии откачки с точностью не хуже ± 0.1 mTorr. В ходе проведения всех экспериментов поддерживался постоянный суммарный газовый поток в 50 sccm, при этом варьируемыми параметрами были мощность генератора ($W_{icp} = 500–2500$ W), давление ($p = 5–20$ mTorr) и состав газовой смеси (Ar или Ar/Xe). Первая серия экспериментов была посвящена исследованию плазмы Ar, в которой изменялись мощность и давление.

В рамках эксперимента с плазмой аргона были проведены измерения n_e и T_e при следующих условиях:

• диапазон давления в камере (5–20 mTorr) при постоянной мощности $W_{icp} = 800$ W;

• диапазон мощности генератора ICP (500–2500 W) при фиксированном $p = 10$ mTorr.

Вторая серия измерений проводилась в плазме смеси Ar/Xe при фиксированных мощности ($W_{icp} = 1500$ W) и давлении ($P = 10$ mTorr), но с вариацией доли ксенона в смеси.

Для анализа характеристик плазмы применялся зондовый метод с использованием зонда Ленгмюра (ESPion, Hiden Analytical, Великобритания). В плазме чистого аргона использовался платиновый зонд диаметром 130 μm и длиной 10 mm. При работе со смесью Ar/Xe применялся вольфрамовый зонд диаметром 250 μm и длиной 9 mm. Обработка вольт-амперных характеристик (ВАХ), имеющих вид максвелловского распределения в диапазоне 0–10 eV, выполнялась с предварительной коррекцией на ионный ток, определенный в рамках теории ограниченного орбитального движения (OML) [7], что позволило определить температуру электронов (T_e) и концентрацию электронов (n_e). Для обоих зондов в эксперименте их радиусы, как показал последующий расчет, близки по порядку величины к длине Дебая. И хотя это противоречит классическим предположениям теории OML, известно, что она выполняется при соотношениях радиуса зонда к длине Дебая, близких к единице [8]. Это же подтверждается и наблюдаемой в нашем эксперименте корневой зависимость тока от напряжения в ионной части ВАХ: $I \sim V^{1/2}$.

В рамках настоящей работы, помимо диагностики плазмы, был проведен эксперимент по распылению кремния в плазме смеси Ar/Xe. Основной целью было изучение влияния доли ксенона в плазмообразующей смеси на скорость распыления кремния. Параметры плазмы были аналогичны второй серии диагностики плазмы. Величина постоянного смещения на подложке, создаваемого генератором смещения (DC bias), подстраивалась индивидуально для каждой доли Xe в плазмообразующей смеси на основе данных средней энергии распределения E_{av} и потенциала плазмы V_p, полученных при моделировании для создания на подложке потока ионов с требуемой энергией. Для каждой экспериментальной точки время обработки варьировалось в диапазоне 5–10 min для исключения влияния нагрева подложки и других нелинейных эффектов, чтобы получить достоверные данные о скорости распыления. Для каждой доли Xe в смеси Ar/Xe проводилось три независимых эксперимента для оценки воспроизводимости. В качестве образцов использовались промышленные пластины кремния на изоляторе (КНИ) со следующей структурой: кристаллический кремний (50 nm) / оксид кремния (200 nm) / подложка монокристаллического кремния (750 μm). Толщина верхнего слоя кремния измерялась до и после эксперимента по распылению при помощи спектральной эллипсометрии (с погрешностью не более 0.2 nm). Преимуществом работы с такими структурами было то, что изменения толщины слоя кремния контролировались очень точно. Захороненный слой оксида не оказывал влияния ни на напряжение на слое объемного заряда, ни на распределение ионов.

2. Модель

В рамках настоящего исследования реализована одномерная гидродинамическая модель слоя пространственного заряда, основанная на модифицированном диффузионно-дрейфовом приближении, использующая как тепловую, так и дрейфовую компоненты скорости [9]. Модель разработана в среде COMSOL Multiphysics с использованием специализированного модуля „Plasma“, обеспечивающего решение уравнений баланса заряженных частиц и энергии в рамках диффузионно-дрейфового приближения.

В модели индуктивно-связанной плазмы вложенная мощность равномерно распределена в пространстве. Стоит отметить, что предположение о равномерном распределении мощности является упрощением. Однако фокус настоящей работы основан на приповерхностных эффектах определяющиеся приложенным ВЧ смещением, а усредненные объемные параметры плазмы были воспроизведены по данным зондовой диагностики в центре реактора. Значение параметра мощности подбираются таким образом, чтобы соответствовать измеренным значениям электронной концентрации и температуры, полученным методом зондовой диагностики. Для управления энергетическим спектром ионов на поверхности подложки в модель включен независимый генератор переменного напряжения смещения:

$$V = V_{rf}\cos(2\pi\nu_{rf}t) \tag{3}$$

с регулируемыми ν_{rf} и V_{rf}, задающий граничное условие, имитирующее развязанный по постоянному току электрод. Противоположная граница модели соответствует заземленной стенке реактора. Механизм формирования напряжения смещения и его влияние на среднюю энергию и ширину распределения ионов детально представлены в предыдущих работах авторов [10]. Стоит отметить, что в настоящей работе не учитывается постоянное самосмещение (DC self-bias), возникающее из-за разницы площадей электродов в реальных асимметричных реакторах, что отражается в симметричной геометрией модели и доминирующим влиянием напряжения ВЧ смещения на IEDF. Настоящая работа качественно оценивает влияние параметров разряда таких как, давление, состав, вложенная в разряд мощность и другие, на функцию распределения ионов по энергии в одномерной модели и более адекватна при напряжениях смещения в несколько десятков вольт.

Система уравнений, описывающая генерацию и динамику плазмы, включает:

1) уравнения непрерывности для электронов, ионов и нейтралов;

2) уравнение Пуассона для расчета самосогласованного электрического поля;

3) энергетические балансы, учитывающие движение частиц в электромагнитном поле и их столкновительные потери.

Более подробные детали приведены в официальной документации COMSOL [11], а специфика реализации для данной задачи раскрыта в работе [9]. Сечения упругих и неупругих столкновений электронов с аргоном (Ar) и ксеноном (Xe), включающие реакции упругого рассеяния, возбуждения, ионизации нейтральных атомов, ступенчатой ионизации и химической ионизации (ионизация Пеннинга) [12–15], обеспечивают физическую адекватность моделируемых процессов. Граничные условия на стенках реактора включали реакции потери ионизованного и возбужденного состояния в плазме газа Ar, взятые из работы [16], для Xe применены аналогичные условия [6,14,17,18].

Усовершенствованием модели стало включение коррекции подвижности ионов в диффузионно-дрейфовом приближении, что позволило учесть нелинейные эффекты в широком диапазоне электрических полей при минимальных вычислительных затратах, что подтверждено согласованием результатов с экспериментальными данными [5]. Стоит отметить, что использование такого подхода не всегда позволяет точно описать процессы в слое по сравнению с уравнением переноса импульса, но позволяет выявить тенденции, влияющие на IEDF, которые рассмотрены в настоящей работе. Расчет подвижности от напряженности электрического поля рассчитывался по следующей формуле [5]:

$$\mu_y(E) = \frac{\mu_{y,0}}{(1 + AE/p)^{1/2}}, \tag{4}$$

где $\mu_{y,0}$ — подвижность при нулевом электрическом поле (индекс y обозначает тип частицы газа: Ar или Xe), A — константа, используемая для подгонки результатов моделирования к экспериментальным данным, p — давление и E напряженность электрического поля. Формула (4) учитывает два возможных режима. Первый режим наблюдается, когда тепловая скорость частиц превышает дрейфовую, что характерно для слабых электрических полей. Второй режим возникает при преобладании дрейфовой скорости ионов над тепловой. Иными словами, формула описывает постоянную подвижность при низких значениях приведенной напряженности электрического поля и переходит к зависимости, обратной квадратному корню из поля, при его увеличении. Учет дрейфовой скорости приводит к росту частоты столкновений ионов в условиях электрического поля, что указывает на значительную роль столкновительного члена в уравнении движения ионов по сравнению с инерционным [18]. Подвижность при нулевом электрическом поле рассчитывалось по формуле

$$\mu_{y,0} = \frac{q}{m\nu} = \frac{q}{\frac{p}{kT_g} m\sigma\sqrt{\frac{8kT_g}{\pi m}}} = \frac{q}{p\sigma\sqrt{\frac{8m}{kT_g\pi}}}, \tag{5}$$

где T_g — температура газа, σ — сечение столкновений ионов с нейтральными частицами. Важным аспектом исследования стало выявление расхождений между расчетными и экспериментальными значениями электрон-

ной температуры, полученными методом зондовой диагностики. При параметризации модели теоретическая оценка подвижности ионов приводила к занижению T_e в 2 раза как в чистых газах, так и их смесях. Помимо расхождения в T_e было обнаружено, что варьирование константы A в смеси газов приводило к неопределенности в отношении потоков ионов, достигающих пластины. Для устранения этой неопределенности и расхождения T_e был проведен анализ влияния трех ключевых параметров, заложенных в модель, а именно подвижности ионов $\mu_{y,0}$, константы A, регулирующей зависимость подвижности от напряженности электрического поля E, и эквивалентной мощности W_{icp}. Для решения данной проблемы параметры, перечисленные выше, варьировались таким образом, чтобы можно было выявить результат их влияния на модель.

Использование уравнения (4) обеспечивает выполнение критериев применимости модели в условиях низкого давления, а также допускает ее экстраполяцию за пределы исходных ограничений по давлению ($< 10\,\mathrm{mTorr}$) [11], поскольку модифицированная подвижность, предложенная в работе, учитывает дрейфовую скорость u_d наряду с тепловой u_{th}. Усредненная частота столкновений принимает вид

$$\nu_{m,i} = \frac{\sqrt{\frac{3}{2}u_{th}^2 + u_d^2}}{\lambda_{\mathrm{MFP}}}, \tag{6}$$

где λ_{MFP} — длина свободного пробега. Дрейфовая скорость в сильном электрическом поле E определяется как

$$u_d = \sqrt{\frac{q\lambda_{\mathrm{MFP}}}{m_i}E}, \tag{7}$$

где m_i — масса иона. Это объясняется тем, что в сильных электрических полях дрейфовая скорость движения частиц значительно превышает тепловую скорость. Стоит отметить, что формула подвижности была найдена в работе [5] на основе метода Ванье. В рамках этого подхода формула для частоты столкновений принимает следующий вид:

$$\nu_{m,i} = \frac{\sqrt{\frac{3}{2}u_{th}^2 + u_d^2}}{\lambda_{\mathrm{MFP}}} = \frac{\sqrt{\frac{3}{2}\frac{8KT_i}{\pi m_i} + \frac{q\lambda_{\mathrm{MFP}}}{m_i}E}}{\lambda_{\mathrm{MFP}}} = \frac{\sigma_{i,p}P}{KT_g}\sqrt{\frac{12KT}{\pi m_i} + \frac{qKT_i}{m_i\sigma p_x}E}, \tag{8}$$

где p_x — импульс.

Функция распределения ионов по энергиям рассчитывается методом трассировки частиц в самосогласованном электрическом поле, определяемом через градиент потенциала: $E = -\nabla V$. Начальные скорости ионов задаются случайным образом в соответствии с максвелловским распределением, усредненным на расстоянии $z = 15.5\,\mathrm{cm}$ от подложки. Динамика частиц моделируется уравнениями движения:

$$\Delta V_i = \frac{qE(t)}{m}\Delta t, \tag{9}$$

$$V_{i(new)} = V_{i(old)} + \Delta V_i, \tag{10}$$

$$\Delta X = V_{i(new)}\Delta t, \tag{11}$$

где Δt — временной шаг, а V_i — скорость иона. После столкновения иона с поверхностью его кинетическая энергия регистрировалась и добавлялась в общее распределение.

Трассировка происходила с дополнительными условиями:

• количество трассируемых частиц: $N = 500-2000$ (выбор зависит от частоты ВЧ смещения ν_{rf}). Увеличение $N > 2000$ незначительно влияет на форму IEDF, обеспечивая лишь сглаживание шумов;

• временной шаг: $t =$ от $2.5 \cdot 10^{-10}\,\mathrm{s}$ (для $\nu_{rf} = 2\,\mathrm{MHz}$) до $6.66 \cdot 10^{-11}\,\mathrm{s}$ (для $\nu_{rf} = 30\,\mathrm{MHz}$) $7.4 \cdot 10^{-11}\,\mathrm{s}$. Для большинства экспериментов использовалась частота $\nu_{rf} = 13.56\,\mathrm{MHz}$ с временным шагом $7.4 \cdot 10^{-11}\,\mathrm{s}$.

Также в связи с большой длиной свободного пробега ионов ($\lambda_{\mathrm{MFP}} > d_p$) где d_p — размер слоя пространственного заряда, учет столкновений ионов с нейтралами не производился при расчете IEDF. Но стоит отметить, что пространственно-временная зависимость $E(x,t)$ включает вклад столкновительных процессов через изменение потенциала плазмы.

Расчет IEDF выполняется после достижения стационарного состояния, определяемого по стабилизации таких параметров как: концентрация электронов и ионов, температура электронов, потока ионов и электронов к поверхности, напряжения смещения. Критерием стационарности было отсутствие каких-либо изменений либо, где изменения объясняются влиянием напряжения смещения, приводящего к таким изменениями в течении 0.1 s.

Скорость распыления S_Y определяется как:

$$S_Y = Y\Gamma_{i,y}, \tag{12}$$

где $\Gamma_{i,y}$ — поток ионов сорта y на поверхность. Стоит отметить, что $\Gamma_{i,y}$ был оценен в соответствии с подходом, изложенным в [19], для слоя объемного заряда. Концентрация ионов на границе слоя рассчитывалась как концентрация электронов в центре реактора деленная на основание натурального логарифма. Скорость ионов на этой границе принималась приблизительно равной 1.6 скорости Бома, согласно [19], а итоговый поток вычислялся как произведение концентрации на скорость.

Для оценки действия, производимого потоком ионов на поверхности обрабатываемой пластины, вводится коэффициент распыления Y, зависящий от IEDF, и

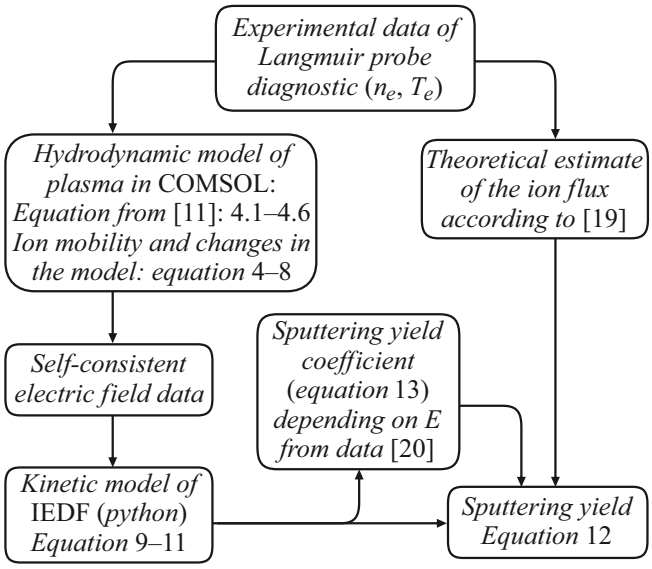


Рис. 1. Схема модели.

определяемый как отношение числа атомов образца, покинувших его, к числу упавших ионов:

$$Y = \Sigma_E Y_{E,y} N_{E,y} / N_{N,y}. \quad (13)$$

Здесь $Y_{E,y}$ — энергозависимый коэффициент распыления для ионов сорта y, взятый из экспериментальных данных [20], $N_{E,y}$ — число ионов с энергией E, $N_{N,y}$ — общее число ионов сорта y. Стоит отметить, что в работе [20] указали на значительный вклад метастабильных состояний и вакуумного УФ излучения в распыление в эксперименте с ионами аргона и ксенона с низкими энергиями ($E < 100$ eV), которое может влиять на получаемые результаты скорости распыления.

Полное описание разработанной гибридной модели, объединяющей гидродинамический расчет параметров плазмы и кинетическое моделирование функции распределения ионов по энергиям (IEDF), представлено на рис. 1. Модель включает:

1) проведение зондовой диагностики;

2) гидродинамический блок COMSOL с модифицированной подвижностью ионов;

3) кинетический блок для трассировки частиц в самосогласованном поле;

4) расчет скорости распыления.

3. Результаты

Разработанная модель, реализованная в программном пакете COMSOL с использованием специализированного модуля трассировки частиц в самосогласованном электрическом поле (реализована на Python), позволила провести комплексный анализ влияния ключевых параметров плазмы на IEDF и скорость распыления кремния. В данной модели реализовано гидродинамическое описание слоя пространственного заряда с учетом модифицированной подвижности ионов на основе экспериментально полученных данных T_e и n_e, являющихся входными данными модели.

3.1. Экспериментальные данные

Результаты зондовых измерений представлены на рис. 2. На рис. 2, *a* показана зависимость T_e и n_e от давления в диапазоне 5–20 mTorr. С ростом давления наблюдается линейное увеличение концентрации электронов с $1.1 \cdot 10^{11}$ до $2.5 \cdot 10^{11}$ cm^{-3}. Одновременно электронная температура снижается с 3.05 до 2.5 eV, что связано с увеличением частоты электрон-атомных столкновений и потерей энергии электронами.

На рис. 2, *b* продемонстрировано влияние мощности генератора на параметры плазмы. При повышении мощности от 500 до 2500 W T_e слабо возрастает с 2.68 до 3.33 eV, а n_e увеличивается практически пропорционально мощности — с $1.0 \cdot 10^{11}$ до $3.2 \cdot 10^{11}$ cm^{-3}. Такой рост мощности приводит к увеличению энергии, передаваемой электронам ВЧ полем, что усиливает ионизацию и, как следствие, незначительно повышает электронную температуру.

На рис. 2, *c* отражено влияние увеличения доли ксенона в плазмообразующей смеси Ar/Xe. При доле Xe до 6.2 % наблюдается резкое падение T_e с 3.1 до 2.2 eV, обусловленное более низкой энергией ионизации ксенона, что смещает баланс ионизации в пользу Xe^+. При дальнейшем увеличении доли Xe (> 30 %) рост n_e замедляется (с $5.0 \cdot 10^{11}$ до $6.0 \cdot 10^{11}$ cm^{-3}).

3.2. Настройка подвижности

Как уже было сказано ранее для устранения неопределенности потоков ионов и расхождения в T_e необходимо провести анализ влияния трех ключевых параметров, заложенных в модель, а именно подвижности ионов $\mu_{y,0}$, константы A, регулирующей зависимость подвижности от напряженности электрического поля E, и эквивалентной мощности W_{icp}. Результаты моделирования показали, что измерение вложенной мощности W_{icp} без изменения других параметров приводило к сильному изменению концентрации ионов (чем больше W_{icp}, тем больше n_e), но почти не влияет на электронную температуру. При варьировании параметра $\mu_{y,0}$ при сохранении других параметров было обнаружено, что подвижность регулирует T_e (чем выше $\mu_{y,0}$, тем выше T_e), а на концентрацию ионов влияет слабо. Параметр A в свою очередь помогает согласовывать потоки ионов с экспериментом, когда $\mu_{y,0}$ и W_{icp} в модели подобраны таким образом, чтобы получалось необходимое значение T_e и n_e. Стоит отметить, что параметр $\mu_{y,0}$ в случае газовых смесей варьировался для иона каждого типа таким образом, чтобы сохранялось их исходное отношение $\mu_{\mathrm{Ar},0}/\mu_{\mathrm{Xe},0}$, полученное при теоретическом

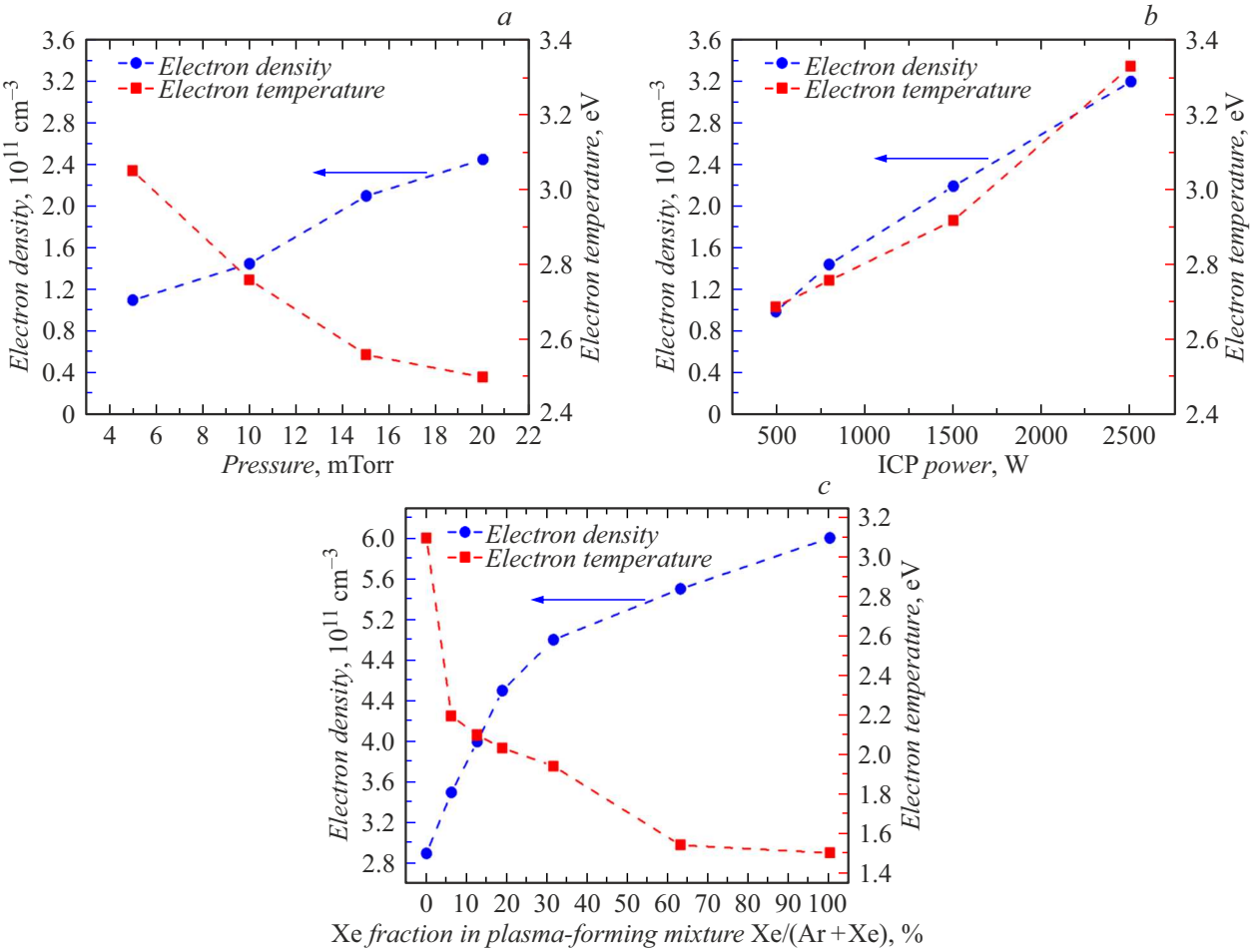


Рис. 2. Значения T_e и n_e в зависимости от: *a* — давления в камере при $W_{icp} = 800$ W; *b* — мощности ICP при $p = 10$ mTorr; *c* — доли Xe в плазмообразующей смеси при $p = 10$ mTorr, $W_{icp} = 1500$ W.

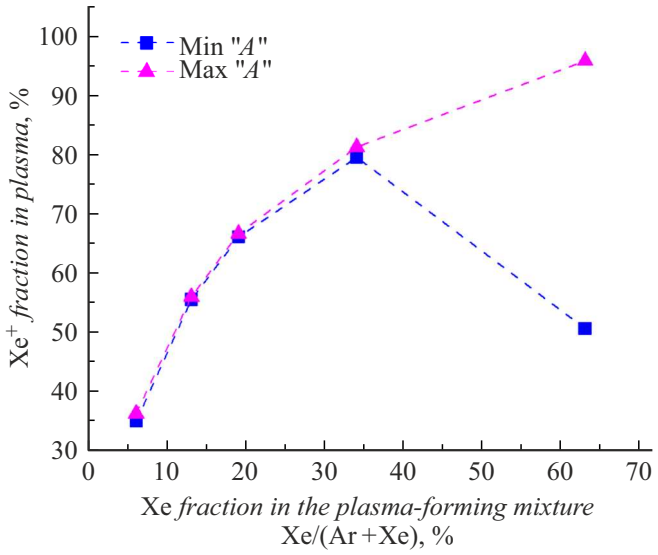


Рис. 3. Доля ионов Xe^+ в плазме при варьировании параметра A с сохранением требуемой T_e и n_e в зависимости от начальной доли Xe в плазмообразующей смеси при $p = 10$ mTorr, $W_{icp} = 1500$ W.

расчете. Основная сложность была в варьировании параметра A в газовых смесях, когда было обнаружено, что данный параметр может влиять на соотношение потоков ионов из-за чего требовалась минимизировать его влияние. В ходе расчетов было обнаружено, что настройка параметров $\mu_{y,0}$ и W_{icp} в модели необходима таким образом, чтобы они были минимальными для достижения необходимой T_e при сохранении n_e. Данный подход позволил варьировать параметр A произвольным образом и при этом практически не влиять на поток ионов за счет изменения параметра A. Таким образом, при варьировании параметра A в диапазоне от 0 до 10^{33} Pa·m/V не было разброса доли ионов каждого сорта более чем на 1 %, если в плазмообразующей смеси было не более 50 % доли Xe, а при большем содержании погрешность возрастала, как видно на рис. 3. При этом подвижность $\mu_y(E)$ варьировалась в диапазоне 0 до $\mu_{y,0}$. Стоит отметить, что данный алгоритм подгонки позволял менять в большинстве случаев лишь два параметра из трех и при этом не затрагивая остальные свойства плазмы в целом для достижения экспериментальных значений T_e.

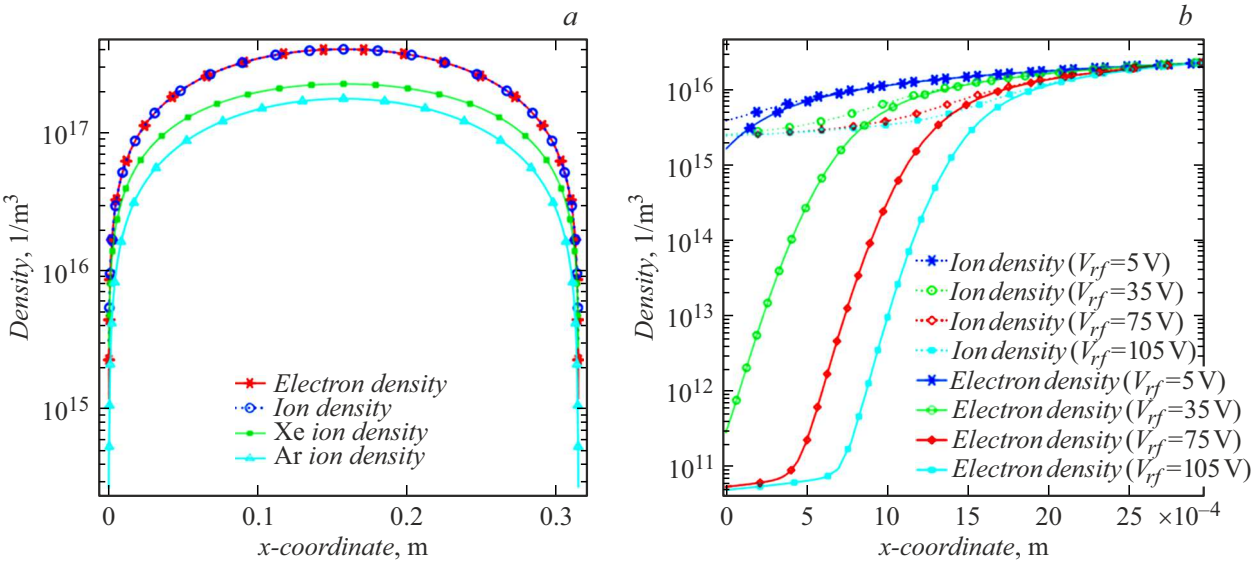


Рис. 4. Распределение электронной и ионной концентрации при $p = 10$ mTorr, $W_{icp} = 1500$ W: *a* — являющейся суммой концентраций ионов Ar и Xe; *b* — в области слоя пространственного заряда в зависимости от амплитуды напряжения смещения при $\nu_{rf} = 13.56$ MHz.

Анализ IEDF и скорости распыления выявили очень слабое влияние $\mu_{y,0}$ на среднюю энергию распределения ($E_{av} < 1$ eV) и ширину распределения ($\Delta E < 2$ eV) после подгонки результатов для удовлетворения поставленных требований. Конечный результат определения скорости распыления показал, что подвижности $\mu_{y,0}$ практически не влияют на скорость распыления, при условии равенства отношения $\mu_{\mathrm{Ar},0}/\mu_{\mathrm{Xe},0}$, полученного при теоретическом расчете. Но в то же время с увеличением подвижностей $\mu_{y,0}$, при сохранении отношения $\mu_{\mathrm{Ar},0}/\mu_{\mathrm{Xe},0}$ растет разброс доли потока ионов одного сорта на пластину из-за чего использовались минимальные значения подвижностей $\mu_{y,0}$, необходимые для получения нужной T_e. Также при настройке коэффициентов $\mu_{\mathrm{Ar},0}$ и $\mu_{\mathrm{Xe},0}$ для каждого газа сохранялось исходное отношение коэффициентов полученного при теоретическом расчете $\mu_{y,0}$ по формуле (5) с использованием данных сечений [11,12,21] при температуре газа $T_g = 560$ K. О необходимости коррекции подвижности при определении теоретической подвижности говорится в работе [6]. Увеличение $\mu_{y,0}$ в $\sim 2-3$ раза относительно теоретических оценок было необходимо для получения электронной температуры и концентрации, полученной в ходе эксперимента. Данное увеличение продемонстрировало хорошую сходимость с экспериментальными данными, подтвердив устойчивость модели к вариациям параметров.

3.3. Плазма Ar и Ar/Xe

При моделировании плазмы как однокомпонентного газа Ar, так и газовой смеси Ar/Xe получались стандартные пространственные распределения концентраций частиц газа и электронов, как представлено в рис. 4, *a*, на примере газовой смеси Ar/Xe с 13% долей Xe в плазмообразующей смеси при отсутствии напряжения смещения. На данном рисунке видно, что концентрация в центре соответствует данным зондовой диагностики, а сама плазма является квазинейтральной. Газовая смесь также показывает распределение концентраций ионов Ar и ионов Xe, которые в сумме показывают пространственное распределение ионов.

Более детально область слоя пространственного заряда (вблизи электрода) на рис. 4, *a* показана на рис. 4, *b*, который показывает данную область в приближении. Дополнительно на этом рисунке показана зависимость концентрации электронов n_e и ионов n_i в слое при варьировании амплитуды напряжения смещения — V_{rf}. На рис. 4, *b* видно, что при увеличении V_{rf} наблюдается увеличение области пространственного заряда, что обусловлено ростом напряженности электрического поля в слое. Это поле нарушает квазинейтральность плазмы, разделяя заряженные частицы: электроны выталкиваются вглубь объемной плазмы, а ионы концентрируются вблизи электрода.

На рис. 5 иллюстрируется смоделированное распределение электрического потенциала в реакторе, показывающее влияние амплитуды переменного напряжения на динамику системы. В рамках модели левая стенка ($x = 0$) подвергается воздействию синусоидального сигнала с амплитудой 5 V, а правая стенка ($x = 315$ mm) заземлена. Результаты анализа влияния амплитуды подаваемого сигнала свидетельствуют о сохранении пространственной структуры распределения потенциала при колебаниях напряжения смещения.

На рис. 6, *a* показана временная зависимость потенциалов на электроде и в центре реактора при $V_{rf} = 50$ V.

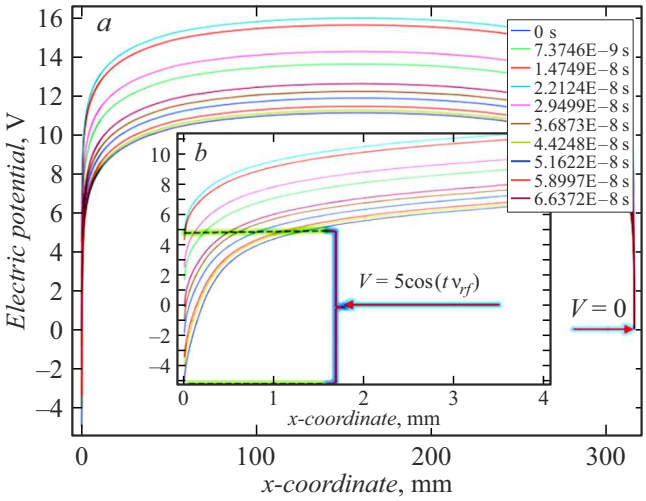


Рис. 5. Распределение электрического потенциала при $p = 10$ mTorr, $W_{icp} = 1500$ W, $V_{rf} = 5$ V, $\nu_{rf} = 13.56$ MHz в течение одного периода: *a* — по длине реактора в плазме Ar, *b* — приближение в области плазменного слоя.

При отрицательной полуволне V_{rf} потенциал в центре ограничивается плазменным потенциалом, так как электроны, обладающие высокой подвижностью, мгновенно экранируют поле. При положительной полуволне V_{rf} потенциал в центре повторяет характеристики потенциала электрода, так как массивные ионы не успевают реагировать на быстрые изменения высокочастотного поля.

На рис. 6, *b* продемонстрировано эффективное напряжение смещения, формирующееся в модели. Асимметрия наблюдаемых колебаний вызвана разностью подвижностей электронов и ионов, и из-за чего положительные и отрицательные полуволны по-разному экранируются зарядом, оказавшимся в объемном слое. Полученные результаты согласуются с данными работы [1], где аналогичная асимметрия была получена в ходе экспериментального исследования.

3.4. Результаты моделирования IEDF в плазме газа Ar

Как показали результаты моделирования (рис. 7, *a, b*), амплитуда напряжения смещения V_{rf} оказывает существенное влияние на IEDF. Увеличение V_{rf} от 5 до 100 V приводит к линейному росту средней энергии ионов E_{av} и расширению ширины распределения ΔE практически линейно. Это связано с усилением напряженности электрического поля E в слое d_p, что увеличивает скорость ионов и сокращает время их пролета через слой. Уменьшение времени пролета иона через слой и изменение ускорения в нем вызывает расширение IEDF. При этом вкладываемая мощность смещения $W_b < 1\,\%$ W_{icp} не влияет на параметры плазмы в объеме камеры, что подтверждает локальный характер воздействия V_{rf}.

Вид IEDF в зависимости от частоты ν_{rf} демонстрирует сильное изменение ширины распределения ΔE при слабом изменении E_{av}. Изменение IEDF при постоянной амплитуде напряжения смещения V_{rf} от частоты ν_{rf} продемонстрировано на рис. 7, *c, d*. При повышении ν_{rf} от 2 до 13.56 MHz ширина распределения сокращается на 20 %–50 % при дополнительной вариации напряжения смещения и давления из-за усреднения энергии иона за период колебания. Резкое падение E_{av} при частотах $\nu_{rf} > 13.56$ MHz объясняется инерционностью ионов, которые не успевают эффективно реагировать на быстрые изменения электрического поля в слое с постепенным увеличением ν_{rf}. При частотах еще выше характер движения ионов меняется, поскольку из-за высокой инерции их поведение определяется не мгновенными колебаниями поля, а усредненным его воздействия, что способствует стабилизации E_{av}. Данный вывод согласу-

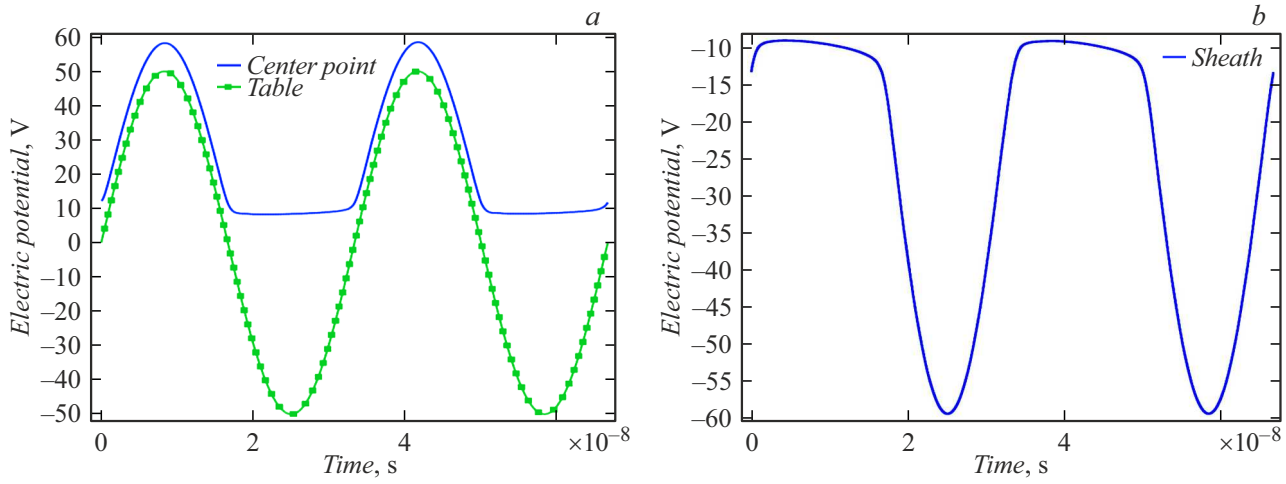


Рис. 6. Распределение напряжения смещения при $p = 10$ mTorr, $W_{icp} = 1500$ W, $V_{rf} = 50$ V, $\nu_{rf} = 30$ MHz: *a* — подаваемого на стол с образцом и в центре камеры, *b* — в слое пространственного заряда.

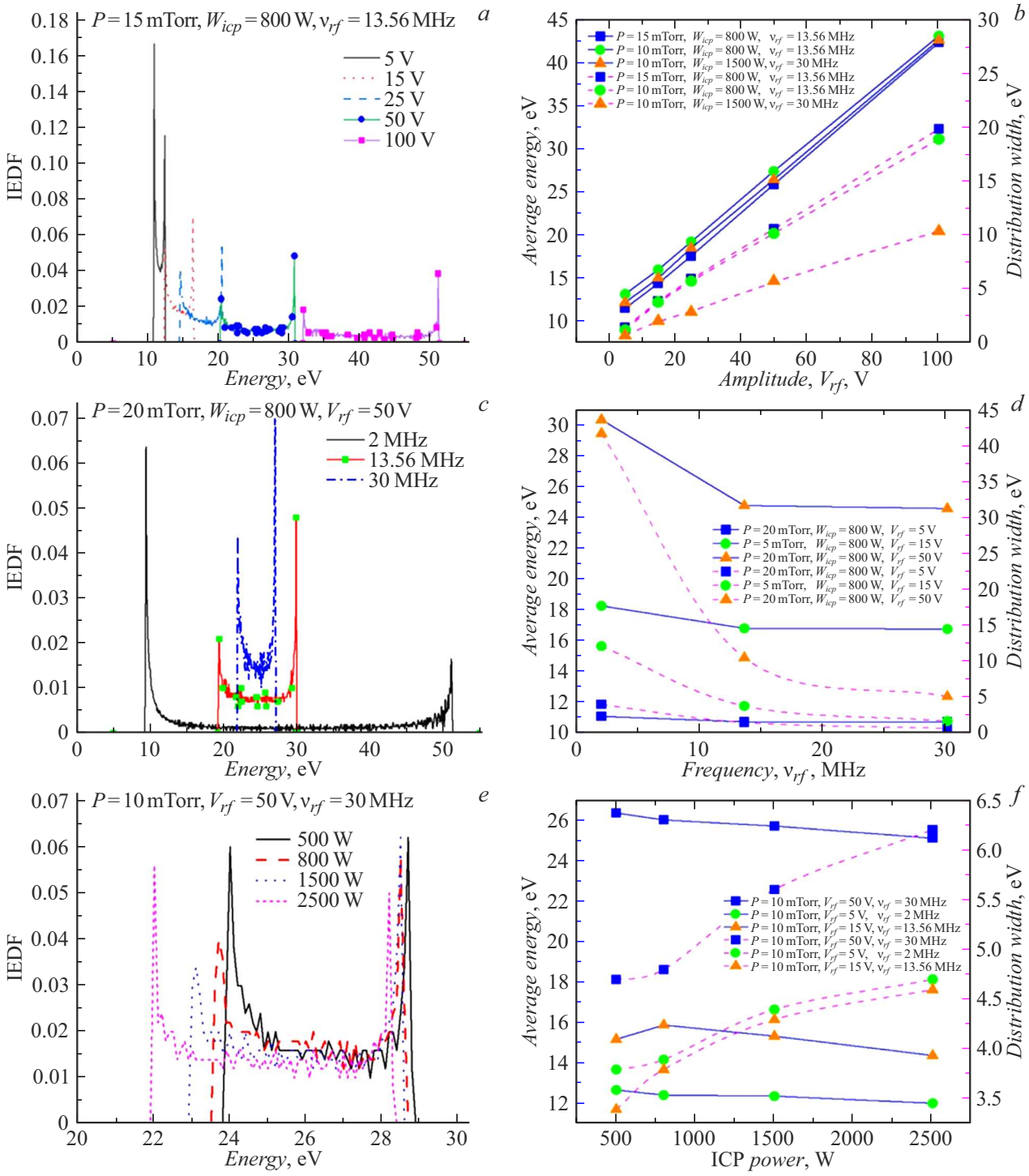


Рис. 7. Функции распределения ионов по энергиям: *a* — при $p = 15$ mTorr, $W_{icp} = 800$ W, $\nu_{rf} = 13.56$ MHz; *b* — в зависимости от V_{rf} при различных параметрах разряда; *c* — при $p = 20$ mTorr, $W_{icp} = 800$ W, $V_{rf} = 50$ V; *d* — в зависимости от ν_{rf} при различных параметрах разряда; *e* — при $p = 10$ mTorr, $\nu_{rf} = 30$ MHz, $V_{rf} = 50$ V; *f* — в зависимости от W_{icp} при различных параметрах разряда; *g* — при $W_{icp} = 800$ W, $\nu_{rf} = 13.56$ MHz, $V_{rf} = 100$ V; *h* — в зависимости от p при различных параметрах разряда.

ется с данными, полученными в работе [22].

Увеличение мощности ICP-генератора W_{icp} от 500 до 2500 W вызывает пропорциональный рост плотности плазмы n_e, и повышение электронной температуры T_e только на 25 %. Это, в свою очередь, приводит к росту частоты ионизации и изменению соотношения столкновений электронов с ионами и нейтральными атомами, что способствует незначительному снижению E_{av} менее чем на 10 % (рис. 7, *e*, *f*). Кроме того, ширина IEDF увеличивается на 30 % вследствие изменения размера слоя,

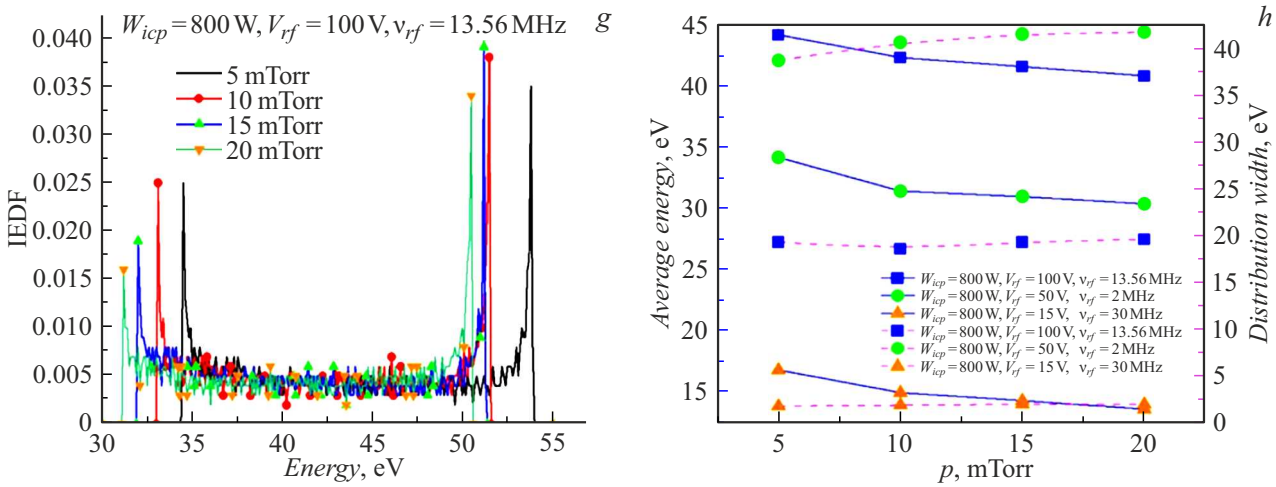


Рис. 7 (*продолжение*).

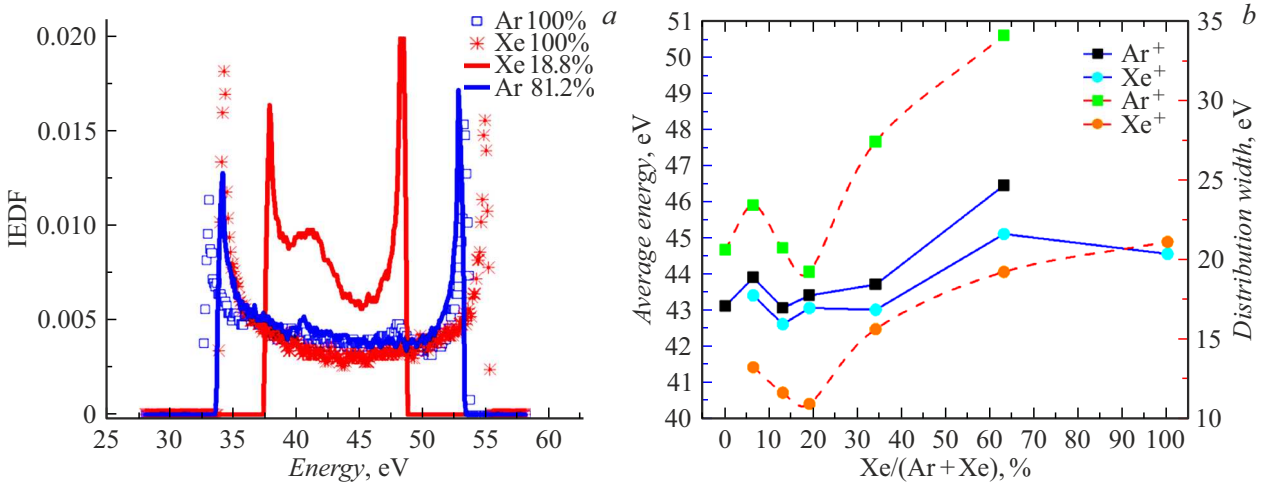


Рис. 8. *a* — IEDF в плазме смеси Ar/Xe и IEDF чистых газов; *b* — график средней энергии и ширины распределения от доли Xe в плазмообразующей смеси при неизменных параметрах разряда и напряжения смещения.

связанного с изменением длины Дебая, согласно закону Чайлда–Ленгмюра, применимость которого в случае ВЧ слоя исследована в работе [1]. Уменьшение длины Дебая из-за непропорциональности n_e и T_e приводит к изменению размера слоя примерно в 2 раза.

Влияние давления p проявляется немного иначе: при повышении p от 5 до 20 mTorr (рис. 7, *g*, *h*) данные моделирования показывают слабую зависимость E_{av} и ΔE от давления. Это связано с тем, что при повышении давления возрастает концентрация частиц в плазме, что приводит к увеличению частоты столкновений электронов с нейтральными атомами и ионами, приводя к небольшому снижению электронной температуры, но значительному росту плотности плазмы, и, как следствие, сокращению толщины слоя объемного заряда. Этим объясняется уширение IEDF с ростом давления, а снижение средней энергии вызывается столкновительными потерями в слое.

3.5. Результаты моделирования IEDF в плазме смеси газов Ar/Xe

Введение ксенона в аргоновую плазму (рис. 8, 9) выявило существенные различия в поведении легких ионов аргона Ar^+ и тяжелых ионов ксенона Xe^+. Добавление ксенона в плазму аргона приводит к уширению IEDF для Ar^+ от 20 до 34 eV и уширению для Xe^+ от 10 до 22 eV в зависимости от доли Xe в плазмообразующей смеси из-за различия в энергии ионизации и повышения напряженности электрического поля в слое. Стоит отметить, что ионы Xe^+ демонстрируют более узкое энергетическое распределение из-за большей массы по сравнению с ионами Ar^+ в плазме газовых смесей. Что касается равенства ширины IEDF чистой плазмы газа Xe и Ar, то сужение спектра из-за массы ионов Xe^+ компенсируется более тонким слоем и более высокой напряженности поля в слое вследствие изменения длины Дебая. Также на рис. 8, *b* видно, что происходит

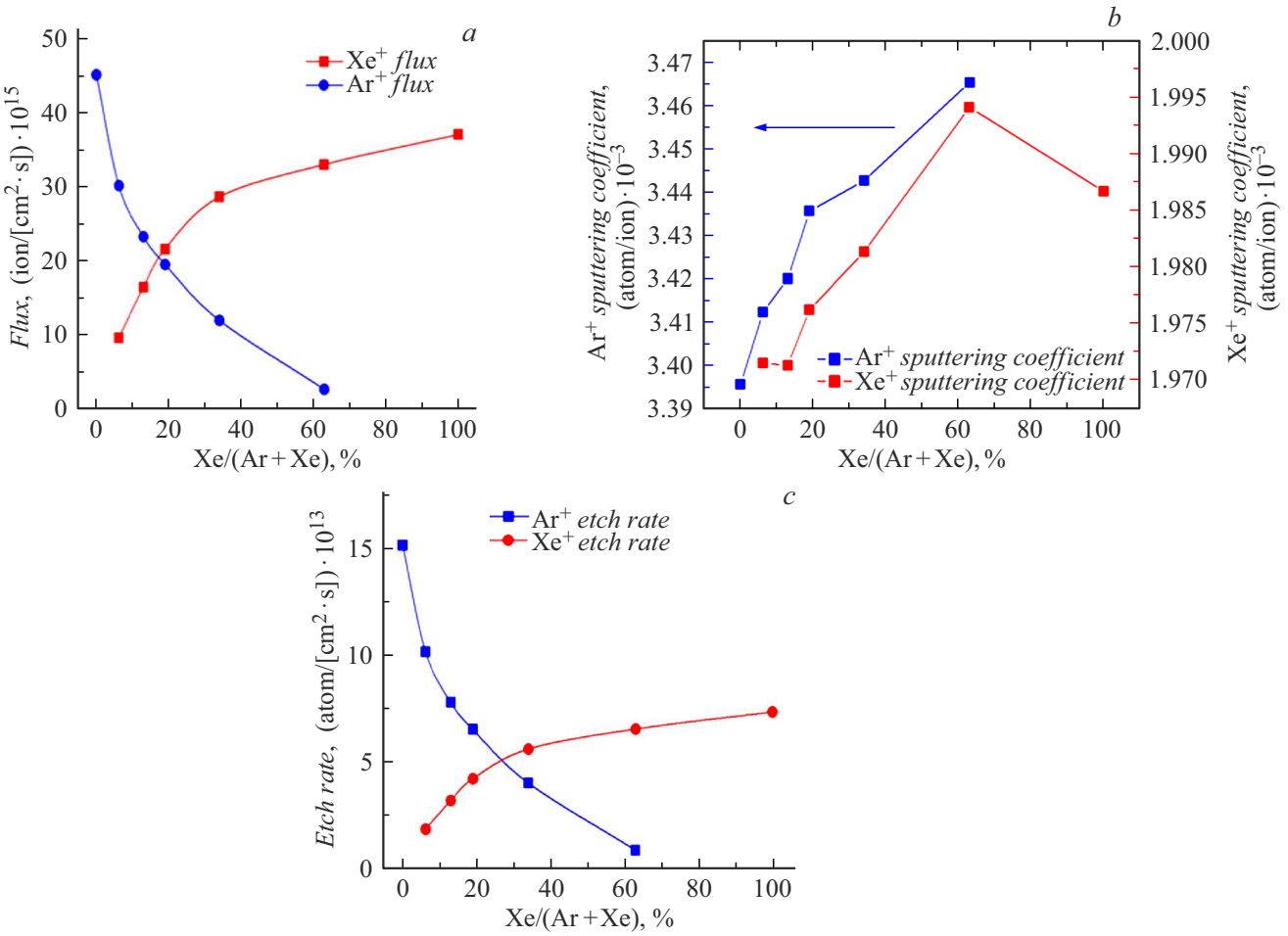


Рис. 9. *a* — зависимость потока ионов на поверхность пластины; *b* — коэффициент распыления; *c* — смоделированная скорость распыления Ar^+ и Xe^+ в зависимости от начальной доли Xe в плазмообразующей смеси.

падение ширины распределения вблизи 20 % добавки Xe в плазмообразующую смесь, поскольку происходит перераспределение потока ионов в пользу ионов Xe^+ (рис. 9, *a*) в совокупности с изменением электронной температуры и концентрации.

Динамика потоков ионов (рис. 9, *a*) демонстрирует нелинейную зависимость от состава газовой смеси:

- поток Ar^+ резко падает с $45 \cdot 10^{15}\,cm^{-2}\cdot s^{-1}$ (чистый Ar) до $19 \cdot 10^{15}\,cm^{-2}\cdot s^{-1}$ при 20 % Xe, после чего снижается линейно до $3 \cdot 10^{15}\,cm^{-2}\cdot s^{-1}$ (63 % Xe);
- поток Xe^+ возрастает достаточно быстро: от $10 \cdot 10^{15}\,cm^{-2}\cdot s^{-1}$ (6 % Xe) до $28 \cdot 10^{15}\,cm^{-2}\cdot s^{-1}$ (36 % Xe), с последующим переходом к слабому линейному росту от 28 до $37 \cdot 10^{15}\,cm^{-2}\cdot s^{-1}$ при увеличении доли Xe в плазмообразующей смеси более 35 %.

Данное поведение можно объяснить конкуренцией процессов, влияющих на поток заряженных частиц. При малых добавках Xe ($< 20\,\%$) доминирует подавление ионизации Ar из-за более низкого потенциала ионизации Xe и резкого снижения T_e, что уменьшает генерацию Ar^+. При добавках выше 35 % Xe наблюдается насыщение изменения потоков, связанное более плавным изменением параметров плазмы и преобладанием Xe^+ в общем ионном потоке (более 80 %).

В свою очередь точное управление энергетическим спектром с помощью изменения состава газовой смеси позволяет в конечном итоге регулировать параметры распыления. Коэффициент распыления кремния Y (рис. 9, *b*), отражающий вероятность распыления атома кремния одним ионом, полученный с помощью интерполяции экспериментальных данных зависимости распыления кремния от энергии из работы [20] и смоделированный IEDF, растет как для Xe^+, так и для Ar^+, но Y_{Ar} превышает Y_{Xe} в ≈ 1.7 раза из-за того, что Ar^+ эффективнее передает энергию атомам кремния, так как соотношение их масс ближе к оптимальному для максимальной передачи [23] и из-за того, что Ar^+ имеет большую скорость. Скорости распыления (рис. 9, *c*) демонстрируют противоположные зависимости от доли Xe в плазмообразующей смеси, т. е. снижение вклада Ar^+, скомпенсированного ростом потока Xe^+, но общая скорость при этом падает практически в 2 раза из-за меньшего Y_{Xe}. Скорость распыления для Xe^+ возрастает

в ≈ 2.2 раза при 20 % добавке Xe, что объясняется снижением потенциала плазмы одновременно с T_e и ростом n_e. Максимум скорости достигается для чистого Ar ($\approx 1.5 \cdot 10^{14}$ atom/cm^2·s), что критично для низкоэнергетических процессов. Но стоит отметить, что данный максимум распыления сопровождается дополнительным повреждением нижележащего материала из-за широкой функции распределения.

3.6. Сравнение результатов моделирования и эксперимента в плазме смеси газов Ar/Xe

На рис. 10 представлены результаты сравнительного анализа моделирования и экспериментального исследования скорости распыления кремния (Si) в плазме газовой смеси аргона и ксенона, полученные как методом математического моделирования, так и в ходе эксперимента на установке плазмохимического травления. Моделирование демонстрирует устойчивую тенденцию снижения скорости распыления Si по мере увеличения доли Xe в плазмообразующей смеси: от 0.4 условных единиц (a. u.) при минимальном содержании ксенона до 0.2 a. u. при его высокой концентрации. Экспериментальные данные подтверждают аналогичную зависимость, однако наблюдается более резкое падение скорости распыления при добавлении менее 20 % Xe, что не полностью воспроизводится моделью. Это расхождение может быть связано с ограничениями модели, которая не учитывает ряд физических эффектов, таких как влияние вакуумного ультрафиолетового излучения и вклада метастабильных состояний в процесс распыления, как отмечено в предыдущих исследованиях [20], отсутствие учета самосмещения по постоянному току, а также трудностей в измерении реальных потоков ионов на поверхность пластины в камере реактора, необходимых для расчета скорости распыления по результатам моделирования IEDF из-за чего скорость распыления указана в условных единицах. Также стоит принять во внимание, что вклад в коэффициенты распыления может отличаться от одной установки к другой. Снижение скорости распыления при увеличении доли Xe объясняется изменением состава и энергетических характеристик ионов в плазме: тяжелые атомы ксенона уменьшают эффективность передачи энергии ионами к поверхности Si, что приводит к подавлению процесса распыления.

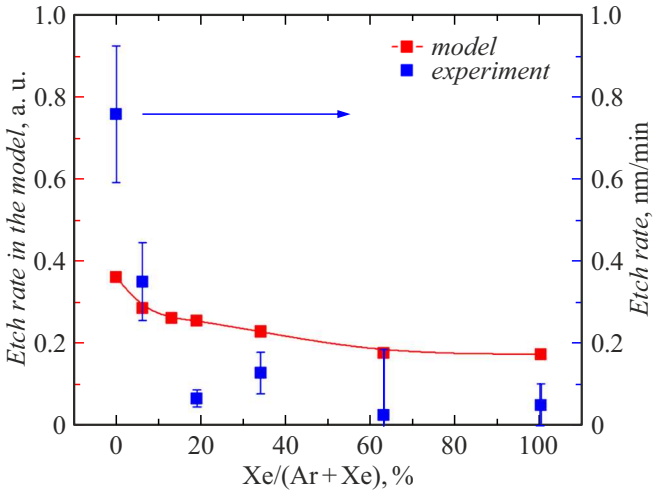


Рис. 10. Скорость распыления в зависимости от начальной доли Xe в плазмообразующей смеси. Эксперимент происходил при условиях $p = 10$ mTorr, $W_{icp} = 1500$ W, $V_{dc} \sim 30$ V.

Заключение

Проведенное исследование продемонстрировало возможности контроля IEDF через параметры напряжения смещения, давления и мощности генератора ICP для оптимизации процессов плазменного травления в микро- и наноэлектронике. Разработанная гибридная модель, сочетающая гидродинамическое описание слоя пространственного заряда в COMSOL Multiphysics и кинетический метод трассировки частиц, реализованный на Python, позволили системно проанализировать влияние технологических параметров на энергетический спектр ионов и скорость распыления в индуктивно-связанной плазме. Модель была верифицирована по экспериментальным данным зондовой диагностики и позволила получать IEDF, на основании которых можно оценить скорость распыления поверхности при условии наличия экспериментальных потоков ионов, достигающих поверхности для достижения качественного согласия с экспериментом.

- Увеличение амплитуды напряжения смещения V_{rf} линейно повышает среднюю энергию ионов E_{av} и расширяет ширину распределения ΔE за счет усиления напряженности электрического поля в слое. Роль частоты ν_{rf} заключается в сужении IEDF благодаря усреднению энергии за период колебаний, что критично для минимизации энергетического разброса в процессах ALE.
- Увеличение мощности W_{icp} до 2500 W повышает электронную температуру T_e на 25 % и повышает плотность плазмы n_e, приводя к расширению IEDF из-за уменьшения дебаевской длины. При давлениях > 10 mTorr переход в столкновительный режим уменьшает E_{av} на 25 %.
- Добавка Xe (> 15 %) вызывает расширение IEDF для Ar^+, менее выраженное по сравнению с расширением для Xe^+, из-за того, что тяжелые ионы дольше движутся через слой. Также состав газовой смеси сильно влияет на динамику потоков ионов, приводя к резкому падению потоков Ar^+ с добавкой Xe < 60 % из-за подавления ионизации Ar в пользу Xe. При дальнейшей добавке ксенона в плазмообразующую смесь наблюдается доминировании Xe как в ионизационных процессах, так и в распылительных процессах. Влияние состава газовой смеси также оказывает эффект на скорость распыления.

Максимальная скорость распыления кремния в эксперименте достигается для чистого Ar (≈ 0.9 nm/min), но сопровождается риском повреждения из-за широкой IEDF. Добавка Xe $> 20\,\%$ снижает общую скорость распыления на $40\,\%$, согласно результатам моделирования, что может быть использовано для увеличения синергии в процессе ALE за счет узкой IEDF.

Модель, представленная в работе, позволяет получать IEDF по результатам моделирования плазмы, на основе входных данных зондовой диагностики в различных плазменных установках, а также в различных многокомпонентных газовых смесях, обеспечивая как оптимизацию энергетического спектра для ALE, а также герметизацию пористых low-k-диэлектриков за счет комбинации низко- и высокоэнергетических ионов.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках Государственного задания НИЦ „Курчатовский институт“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] M. Bogdanova, D. Lopaev, T. Rakhimova, D. Voloshin, A. Zotovich, S. Zyryanov. Plasma Sourc. Sci. Technol., **30**, 075020 (2021). DOI: 10.1088/1361-6595/abf71b
[2] A. Fisher, Th. Lill. Phys. Plasma, **30**, 080601 (2023). DOI: 10.1063/5.0158785
[3] E.N. Voronina, A.A. Sycheva, D.V. Lopaev, T.V. Rakhimova, A.T. Rakhimov, O.V. Proshina, D.G. Voloshin, S.M. Zyryanov, A.I. Zotovich, Yu.A. Mankelevich. Plasma Proc. Polymer, **17** (2), 1900165 (2020). DOI: 10.1002/ppap.201900165
[4] A.A. Sycheva, E.N. Voronina, T.V. Rakhimova, L.S. Novikov, A.T. Rakhimov. J. Vac. Sci. Technol., **38**, 053004 (2020). DOI: 10.1116/6.0000389
[5] S. Robertson, Z. Sternovsky. J. Phys. Rev. E, **67** (2003). DOI: 10.1103/PhysRevE.67.046405
[6] T.V. Rakhimova, O.V. Braginsky, V.V. Ivanov, T.K. Kim, J.T. Kong, A.S. Kovalev. IEEE Transactions Plasma Sci., **34** (3), 867 (2006). DOI: 10.1109/TPS.2006.875849
[7] E.V. Shun'ko. *Langmuir probe in theory and practice* (Universal Publishers, Boca Raton, 2008), 245 p.
[8] F.F. Chen. Plasma Sourc. Sci. Technol., **18**, 035012 (2009). DOI: 10.1088/0963-0252/18/3/035012
[9] V. Kuzmenko, Y. Lebedinskij, A. Miakonkikh, K. Rudenko. Vacuum, **207**, 111585 (2023). DOI: 10.1016/j.vacuum.2022.111585
[10] В.О. Кузьменко, А.В. Мяконьких, Р.Р. Халилуллин. *Моделирование функции распределения ионов по энергиям в процессах плазменного травления* (МИРЭА, ПЕРСПЕКТИВНЫЕ МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИИ (ПМТ-2024), МИРЭА, Росс. технол. ун-т, М., 2024), с. 352–356.
[11] COMSOL 5.4. Plasma Module User Guide, COMSOL corp., 2018.
[12] A.V. Phelps. J. Physics B: Atomic, Molecular Opt. Phys., **33** (16), 2965 (2000). DOI: 10.1088/0953-4075/33/16/303
[13] V. Puech, S. Mizzi. J. Phys. D: Appl. Phys., **24** (11), 1974 (1974). DOI: 10.1088/0022-3727/24/11/011
[14] A.I. Saifutdinov. Plasma Sourc. Sci. Technol., **31** (9), 094008 (2022). DOI: 10.1088/1361-6595/ac89a7
[15] C. Lee, M.A. Lieberman. J. Vac. Sci. Technol. A, **13**, 368 (1995).
[16] G.M. Grigorian, N.A. Dyatko, I.V. Kochetov. Plasma Phys. Rep., **41**, 434 (2015). DOI: 10.1134/S1063780X15050049
[17] A.I. Saifutdinov, A.A. Saifutdinova, B.A. Timerkaev. Plasma Phys. Rep., **44** (3), 359 (2018). DOI: 10.1134/S1063780X18030066
[18] A.N. Kropotkin, D.G. Voloshina. Phys. Plasma, 053507 (2020). DOI: 10.1063/5.0003735
[19] Ю.П. Райзер. *Физика газового разряда* (Наука, М., 1992), 2-е изд., 537 с.
[20] D.R. Shibanov, D.V. Lopaev, S.M. Zyryanov, A.I. Zotovich, K.I. Maslakov, A.T. Rakhimov. J. Appl. Phys., 134 (2023). DOI: 10.1063/5.0160531
[21] *The Plasma Data Exchange Project* (LXCat URL: https://nl.lxcat.net/home/ (дата обращения: 08.02.2025))
[22] T.V. Rakhimova, O.V. Braginsky V.V. Ivanov, A.S. Kovalev, D.V. Lopaev, Yu.A. Mankelevich. IEEE Transactions on Plasma Sci., **35** (5), 1229 (2007). DOI: 10.1109/TPS.2007.905201
[23] C. Bundesmann, H. Neumann. J. Appl. Phys., **124** (23), 231102 (2028). DOI: 10.1063/1.5054046